



Estrellas híbridas: una aproximación semi-analítica a T finita

M. Mariani^{1, 2} & M. Orsaria^{1, 2}

¹ Grupo de Gravitación, Astrofísica y Cosmología, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET)

Contacto / mariani@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / A partir de la construcción semi-analítica de una ecuación de estado (EdE) que tiene en cuenta materia nuclear y de quarks a temperatura finita, estudiamos la posibilidad de que las proto-estrellas de neutrones, sean proto-estrellas híbridas cuyos núcleos están formados por materia de quarks. Obtenemos la relación masa-radio y discutimos las restricciones recientes de masas y radios para las estrellas de neutrones, considerando los púlsares PSR J1614-2230 y PSR J0348+0432.

Abstract / Starting from the semi-analytic construction of a equation of state (EoS) which takes into account nuclear and quark matter at finite temperature, we study the possibility that proto-neutron stars, be proto-hybrid stars whose cores are composed of quark matter. We obtain the mass-radius relationship and discuss the latest constraints on masses and radii of neutron stars, considering the pulsars PSR J1614-2230 and PSR J0348 + 0432.

Keywords / Stars: neutron – Dense Matter – Equation of State

1. Introducción

Las estrellas de neutrones son objetos compactos que pueden ser utilizados como laboratorios astrofísicos ideales para el estudio de temas fundamentales de la astronomía y la física de partículas. Dichos temas incluyen la física gravitacional en el régimen de campo fuerte, la influencia de campos magnéticos intensos, la superfluidez y la superconductividad, las fuerzas nucleares sometidas a condiciones extremas y las posibles transiciones de fase de la materia densa.

La reciente detección de dos estrellas de neutrones masivas, PSR J1614-2230 ($1.97 \pm 0.04 M_{\odot}$) (Demorest et al., 2010) y PSR J0348+0432 ($2.01 \pm 0.04 M_{\odot}$) (Antoniadis et al., 2013) cuyas masas fueron determinadas con gran precisión, permite poner a prueba y acotar los modelos de materia nuclear para la construcción de la ecuación de estado (EdE).

A partir de la determinación de la masa de estos púlsares, los astrofísicos debieron replantearse los modelos teóricos para la descripción microscópica de la materia en el interior de las estrellas de neutrones. alguna de las alternativas para la construcción de la EdE incluye la posibilidad de que estos objetos contengan hiperones (Yamamoto et al., 2014), bariones formados por tres quarks, o bien que dichos hiperones esten contenidos en sus núcleos (Bednarek et al., 2012). Considerando la presencia de estos bariones, las estrellas de neutrones masivas serían posibles, siempre y cuando hubiese un control de la compresibilidad de la materia a través del ajuste de las interacciones entre las partículas involucradas.

Otra posibilidad es que las estrellas de neutrones contengan materia de quarks, en la que sea viable ajustar alguno de los parámetros que media la interacción entre ellos (Bonanno & Sedrakian, 2012; Orsaria et al., 2014). Los modelos más utilizados para el estudio de la materia de quarks en los objetos compactos son el modelo de bolsa del MIT, *Massachusetts Institute of Technology*, (Chodos et al., 1974) y el de Nambu Jona-Lasinio (Nambu & Jona-Lasinio, 1961). Recientemente, ha comenzado a usarse el Método del Campo Correlacionador (MCC) que es una aproximación no perturbativa de la Cromodinámica Cuántica, que incluye desde los primeros principios la dinámica del confinamiento (Giacomo et al., 2002).

En este trabajo, construimos la EdE y analizamos la relación masa-radio (M-R) de estrellas híbridas, objetos compactos formados por un núcleo de quarks rodeado de una corteza hadrónica, considerando el MCC para la descripción de la fase de quarks a temperatura finita. En la Sección 2. describimos los modelos de EdE utilizados para la materia de quarks y la materia hadrónica. En la Sección 3. explicamos la construcción del diagrama M-R para las estrellas híbridas y mostramos los resultados. Por último, en la Sección 4. presentamos algunas conclusiones y perspectivas.

2. EdE híbrida a temperatura finita

Para el tratamiento del sistema a temperatura finita, trabajamos con unidades naturales, es decir que $c = \hbar = k_B = 1$. De esta manera, la temperatura quedará expresada en dimensiones de energía, i.e. MeV.

En su etapa inicial, una proto-estrella de neutrones alcanza temperaturas del orden de los 50 MeV (Latimer & Prakash, 2004) y por un tiempo de alrededor de un minuto permanece caliente y opaca a los neutrinos. Luego, se vuelve transparente a los neutrinos, transformándose en una estrella de neutrones fría ($T \sim 1$ MeV).

En este trabajo, si bien tendremos en cuenta el efecto de la temperatura, no consideraremos la contribución de los neutrinos en nuestra EdE híbrida.

2.1. EdE para los quarks: Método del Campo Correlacionador

Para la descripción de la materia de quarks u , d y s utilizamos el MCC, recientemente aplicado para el estudio de estrellas híbridas a temperatura cero (Plumari et al., 2013; Logoteta & Bombaci, 2014; Burgio & Zappala', 2015).

El MCC se parametriza en función del condensado gluónico G_2 (que tiene en cuenta efectos no perturbativos de la teoría y caracteriza la fase normal de la materia de quarks) y el potencial quark-antiquark V_1 (que tiene en cuenta el confinamiento). Se estima un valor para $G_2 \simeq 0.012 \text{ GeV}^4$, con un 50% de incerteza (Burgio & Zappala', 2015), mientras que $10 \text{ MeV} < V_1 < 100 \text{ MeV}$, como en las referencias Plumari et al. (2013); Logoteta & Bombaci (2014); Burgio & Zappala' (2015).

En el marco de este modelo, la presión del plasma de quarks y gluones resulta:

$$P_{qg} = \sum_{i=u,d,s} P_i + P_g - \frac{9}{64} G_2, \quad (1)$$

donde P_i es la presión de los quarks más la de los antiquarks dada por

$$\begin{aligned} \frac{\pi^2}{T^4} P_i &= \frac{\pi^2}{T^4} (P_q + P_{\bar{q}}) \\ &= \phi_\nu\left(\frac{\mu_q - V_1/2}{T}\right) + \phi_\nu\left(\frac{-\mu_q - V_1/2}{T}\right), \end{aligned} \quad (2)$$

con

$$\phi_\nu(a) = \int_0^\infty du \frac{u^4}{\sqrt{u^2 + \nu^2}} \frac{1}{\exp[\sqrt{u^2 + \nu^2} - a] + 1}, \quad (3)$$

y $\nu = m_q/T$, donde μ_q y m_q son el potencial químico y la masa de los quarks respectivamente, T es la temperatura y u es una variable de integración. La presión de los gluones es

$$\frac{\pi^2}{T^4} P_g = \frac{8}{3} \int_0^\infty d\chi \chi^3 \frac{1}{\exp(\chi + \frac{9V_1}{8T}) - 1}. \quad (4)$$

Aquí, χ representa una variable de integración.

Dada la Ec.1, y siguiendo la referencia Masperi & Orsaria (2004), realizamos un doble desarrollo en serie de potencias, en términos de $m_q^2/(u^2 T^2 + m_q^2)^2$ y de $(\mu_q - V_1/2)/T$. Mediante este método, obtuvimos un resultado analítico para calcular las magnitudes termodinámicas a temperatura finita.

En el contexto estelar, consideramos equilibrio *beta* entre las partículas y conservación de carga eléctrica local dada por

$$2n_u - n_d - n_s - 3n_e = 0, \quad (5)$$

donde $n_{i=u,d,s,e}$ son las densidades numéricas de los quarks y los electrones.

A partir de este planteo, es posible obtener la EdE para la materia de quarks y gluones en la estrella híbrida.

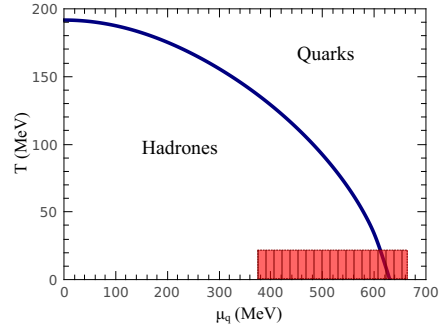


Fig. 1: Esquema del diagrama de fases de la Cromodinámica Cuántica obtenido mediante el MCC. La zona que corresponde a las estrellas de neutrones se indica mediante el recuadro rayado.

A fin de estudiar el comportamiento del MCC y reproducir las características principales del diagrama de fases de la Cromodinámica Cuántica, calculamos la curva de igualdad de presión entre las fases de quarks y de hadrones en el plano $T - \mu_q$ como muestra la Fig.1. Los resultados resultan compatibles con aquellos expuestos en Simonov & Trusov (2007).

2.2. EdE para los hadrones

En el caso de la materia hadrónica, utilizamos una tabla disponible en la literatura para obtener la EdE a temperatura finita (Shen et al., 2010, 2011). En esta tabla se considera la aproximación de Campo Medio Relativista para modelar la materia formada por neutrones, protones y leptones. También, en este caso se considera equilibrio *beta* y neutralidad de carga eléctrica para el cálculo de las magnitudes termodinámicas.

3. Cálculo de las estrellas híbridas

A partir de las EdE para la materia de quarks y hadrónica, estudiamos la posibilidad de una transición de fase hadrón-quark.

Trabajamos bajo la construcción de Maxwell, en la cual se considera una transición de fase abrupta de primer orden a presión constante y con una carga conservada, μ_b , potencial químico bariónico. De esta manera, obtuvimos EdE híbridas (Fig.2) a partir de las cuales calculamos las configuraciones de equilibrio de la familia de estrellas híbridas. Para ello, integramos simultáneamente la ecuación de equilibrio hidrostático rela-

tivista, ecuación Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV), y la ecuación de continuidad de la masa.

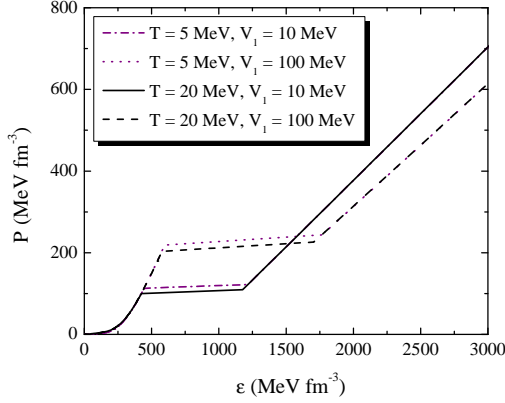


Fig. 2: Ecuaciones de estado híbridas para distintos valores de los parámetros del MCC. Las regiones de presión constante corresponden a la transición de fase hadrón-quark. Los cálculos se realizaron con $G_2 = 0.011 \text{ GeV}^4$.

Al resolver TOV obtuvimos curvas de soluciones estables en el plano Masa-Radius (M-R) para diferentes valores del conjunto de parámetros de nuestro modelo: consideramos estrellas isotermas con temperaturas de $T = 5, 20 \text{ MeV}$; también, usamos el parámetro $V_1 = 10, 100 \text{ MeV}$ y mantuvimos constante el parámetro $G_2 = 0.011 \text{ GeV}^4$. Los resultados para la relación M-R se muestran en la Fig.3.

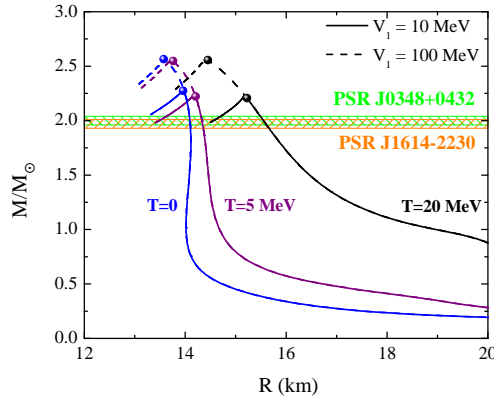


Fig. 3: Relación M-R para estrellas híbridas. Las curvas muestran soluciones de equilibrio hidrostático para dos valores del parámetro V_1 del MCC y diferentes temperaturas. Luego de alcanzar la masa máxima, las soluciones son inestables a medida que el radio disminuye. El punto en cada curva indica la región a partir de la cual se encuentran las estrellas híbridas. Las curvas correspondientes a $T = 0$ permiten realizar la contrastación con las masas observadas de los púlsares PSR J1614-2230 y PSR J0348+0432, representadas por las barras horizontales.

4. Conclusiones y perspectivas

La implementación del desarrollo en serie para soluciones semi-analíticas en el marco del MCC permite calcular las EdE del plasma de quarks-gluones para un rango extendido de temperaturas. Además, mediante este tratamiento logramos reproducir consistentemente el diagrama de fases simplificado de la Cromodinámica Cuántica.

Por otro lado, la aplicación de este método al caso de estrellas híbridas permite obtener resultados que reproducen los valores de las masas observados recientemente para estrellas de neutrones. En este sentido, resulta relevante notar que las curvas M-R obtenidas son comparadas con las observaciones de los púlsares PSR J1614-2230 y PSR J0348+0432 (Fig.3). En nuestro caso, los valores seleccionados para los parámetros del MCC permiten obtener masas máximas mayores que $2 M_\odot$.

Respecto de los radios obtenidos para las diferentes familias de estrellas, tuvimos en cuenta la cota inferior de Chen & Piekarewicz (2015), que establece que las estrellas de neutrones de $1.4 M_\odot$ deben tener radios mayores que $R = 10.7 \text{ km}$ para no violar la causalidad.

Es importante señalar que será necesario incorporar la presencia de neutrinos como producto de la interacción débil y considerar el caso de estrellas híbridas no isotermas, donde la entropía por barión será constante en las diferentes etapas de enfriamiento de la proto-estrella híbrida (Steiner et al., 2000). Una vez realizadas estas modificaciones, se deberá recorrer en forma detallada el espacio de los parámetros del modelo y analizar los nuevos resultados obtenidos.

Agradecimientos: Los autores agradecen al CONICET y a la UNLP por el apoyo financiero. También agradecen la minuciosa revisión del manuscrito por parte del árbitro.

Referencias

- Antoniadis J., et al., 2013, *Science*, 340, 6131
- Bednarek I., et al., 2012, *Astron. Astrophys.*, 543, A157
- Bonanno L., Sedrakian A., 2012, *Astron. Astrophys.*, 539, A16
- Burgio G. F., Zappala' D., 2015
- Chen W.-C., Piekarewicz J., 2015, *Phys. Rev. Lett.*, 115, 161101
- Chodos A., et al., 1974, *Phys. Rev.*, D9, 3471
- Demorest P., et al., 2010, *Nature*, 467, 1081
- Giacomo A. D., et al., 2002, *Physics Reports*, 372, 319
- Lattimer J. M., Prakash M., 2004, *Science*, 304, 536
- Logoteta D., Bombaci I., 2014, *J. Phys. Conf. Ser.*, 527, 012021
- Masperi L., Orsaria M., 2004, *Int. J. Mod. Phys.*, D13, 1361
- Nambu Y., Jona-Lasinio G., 1961, *Phys. Rev.*, 122, 345
- Orsaria M., et al., 2014, *Phys. Rev.*, C89, 015806
- Plumari S., et al., 2013, *Phys. Rev.*, D88, 083005
- Shen G., Horowitz C. J., Teige S., 2010, *Phys. Rev.*, C82, 045802
- Shen G., Horowitz C. J., Teige S., 2011, *Phys. Rev.*, C83, 035802
- Simonov Yu. A., Trusov M. A., 2007, *JETP Lett.*, 85, 598
- Steiner A., Prakash M., Lattimer J. M., 2000, *Phys. Lett.*, B486, 239
- Yamamoto Y., et al., 2014, *Phys. Rev.*, C90, 045805